

内 容 简 介

《电子学》分为《晶体管电子学》、《数字集成电子学》和《模拟集成电子学》上、中、下三册出版。上册《晶体管电子学》包括晶体管基础、耦合与偏置、小信号放大器、负反馈放大器、正弦波振荡器、功率放大器、小功率直流电源；中册《数字集成电子学》包括晶体管开关电路、逻辑分析基础、集成逻辑门、组合逻辑电路、触发器、计数器和移位寄存器、脉冲发生与整形电路、存贮器、微处理器与微型计算机；下册《模拟集成电子学》包括模拟集成电路的基本单元电路、集成运算放大器的典型电路、运算放大器应用的基础理论、运算放大器的基本应用以及其他模拟集成电路。书中每章均附有一定的例题、习题和思考题，并有小结。

本书可作为工科院校自动化、电力和其他相近专业开设“电子技术基础”课程的教材或教学参考书，也可供从事电子技术的工程技术人员参考。

晶 体 管 电 子 学 (电子学上册)

上海交通大学出版社出版
新华书店上海发行所发行
浙江上虞汤浦印刷厂排版
上海交通大学印刷厂印装

开本 787×1092 毫米 1/16 印张 21.25 字数 523000

1987 年 1 月第 1 版 1987 年 5 月第 1 次印刷

印数 1—5000

统一书号 ISBN7-313-00010-3/TN3 科技书目 149-318

定价：3.50 元

目 录

第一章 晶体管基础

1.1 半导体物理的基本概念	1
1.1.1 什么是半导体	1
1.1.2 半导体的导电机构	2
1.1.3 PN 结	7
1.1.4 金属和半导体的接触	12
1.2 二极管: 结构、特性、电路模型和参数	13
1.2.1 二极管的结构和特性	13
1.2.2 二极管的电路模型	15
1.2.3 稳压管的电路模型	22
1.2.4 二极管和稳压管的主要参数	24
1.3 双极型晶体管: 原理、特性、电路模型和参数	26
1.3.1 双极型晶体管的原理和结构	26
1.3.2 双极型晶体管的埃伯斯-摩尔方程和模型	32
1.3.3 双极型晶体管的特性曲线	33
1.3.4 双极型晶体管电路的图解分析	37
1.3.5 双极型晶体管的小信号低频 h 参数模型	42
1.3.6 双极型晶体管的小信号混合 π 型模型	45
1.3.7 电流放大系数与频率的关系	47
※1.3.8 双极型晶体管的噪声	50
1.3.9 双极型晶体管的参数	50
1.4 场效应晶体管: 原理、特性、电路模型和参数	56
1.4.1 结型场效应管的原理和特性	56
1.4.2 MOS 场效应管的原理和特性	61
1.4.3 场效应管的小信号电路模型	63
1.4.4 场效应管的参数	65
本章小结	68
习题与思考题	68

第二章 耦合与偏置

2.1 耦合电路	74
2.1.1 采用耦合电路的必要性	74
2.1.2 耦合电路的分类	74
2.1.3 多级放大器的耦合	76
2.2 双极型晶体管的偏置电路	77

2.2.1 直流工作点的选择和温度漂移	77
2.2.2 固定偏置电路	79
2.2.3 电压反馈偏置电路	80
2.2.4 电流反馈偏置电路	83
※2.2.5 双管直接耦合单元电路	86
※2.2.6 不稳定系数——工作点漂移的定量分析	88
2.3 场效应管的偏置电路	94
2.3.1 场效应管偏置电路的一般考虑	94
2.3.2 耗尽型场效应管的偏置电路	95
2.3.3 增强型 MOS 场效应管的偏置电路	98
本章小结	100
习题与思考题	101

第三章 低频小信号放大器

3.1 小信号放大器概述	107
3.1.1 什么是小信号放大器	107
3.1.2 小信号放大器的主要性能指标	108
3.1.3 频率特性曲线和波特图	111
3.2 共射放大器	119
3.2.1 中频区的性能	120
3.2.2 低频区的性能	121
3.2.3 高频区的性能	125
※3.2.4 增益带宽积	129
※3.2.5 阶跃响应	130
3.3 共基放大器	134
3.3.1 中频区的性能	134
3.3.2 低频区的性能	136
3.3.3 高频区的性能	137
3.4 共集放大器	138
3.4.1 共集放大器的一般分析	138
3.4.2 提高射极输出器输入电阻的方法	143
3.5 场效应管放大器	145
3.6 多级放大器	145
※3.6.1 中频总增益和频率响应	147
※3.6.2 上限截止频率 f_{hm}	147
※3.6.3 下限截止频率 f_{lm}	149
※3.6.4 多级放大器的阶跃响应	151
3.7 增宽频带的方法	151
本章小结	153
习题与思考题	154

第四章 负反馈放大器

4.1 反馈的基本概念	161
4.2 反馈放大器的基本组态	164
4.3 反馈放大器的框图分析法	168
4.3.1 反馈放大器的增益——基本反馈方程	169
※4.3.2 负反馈放大器的输入和输出阻抗	170
4.3.3 反馈放大器框图分析法的一般规则和步骤	175
4.4 负反馈对放大器性能的改善	184
4.4.1 提高增益的稳定性	184
4.4.2 减小非线性失真	186
※4.4.3 抑制放大器内部的噪声和干扰	187
4.4.4 增宽频带	188
4.5 反馈放大器稳定性的波特判据	190
4.6 反馈放大器的相位补偿	196
4.6.1 窄带滞后补偿	197
4.6.2 宽带滞后补偿	200
※4.7 负反馈放大器的实例	202
本章小结	205
习题与思考题	206

第五章 正弦波振荡器

5.1 正弦波振荡器的基本概念	215
5.1.1 产生正弦波振荡的条件	215
5.1.2 振荡器的起振和振幅稳定	220
※5.1.3 振荡的振幅	223
※5.1.4 振荡频率和频率稳定性	224
5.2 LC 正弦波振荡器	226
5.2.1 变压器反馈式 LC 振荡器	226
5.2.2 三点式 LC 振荡器	228
5.3 RC 正弦波振荡器	230
※5.3.1 RC 移相式振荡器	231
5.3.2 RC 桥式振荡器	233
5.4 石英晶体振荡器	235
5.4.1 石英谐振器	235
5.4.2 并联型晶体振荡器	236
5.4.3 串联型晶体振荡器	237
5.4.4 低频晶体振荡器	238
本章小结	239
习题与思考题	240

第六章 低频功率放大器

6.1 概述	246
6.2 单管甲类功率放大器	248
6.2.1 共射极单管甲类功率放大器	248
6.2.2 共基和共集功率放大的主要特点	256
6.3 变压器耦合乙类推挽功率放大器	257
6.4 互补对称功率放大器	264
※6.5 功率晶体管的散热和二次击穿	269
6.5.1 功率管的散热	269
6.5.2 晶体管的二次击穿	271
※6.6 VMOS 功率场效应管	273
本章小结	275
习题与思考题	276

第七章 小功率直流电源

7.1 概述	281
7.2 纯电阻负载单相整流电路	282
7.2.1 半波整流电路	282
7.2.2 全波整流电路	285
7.2.3 桥式整流电路	288
7.3 滤波器	289
7.3.1 电容滤波	290
7.3.2 π 型滤波	293
7.4 倍压整流电路	295
7.5 稳压电路	296
7.5.1 稳压管稳压电路	297
7.5.2 串联型晶体管稳压电路	302
7.5.3 串联型稳压电路的几种改进措施	305
本章小结	308
习题与思考题	309
附录一 国产半导体器件型号的命名方法	313
附录二 理想 PN 结方程	314
附录三 双极型晶体管的埃伯斯-摩尔方程	316
附录四 反馈系统的框图表示法	318
参考文献	325

第一章 晶体管基础

内 容 提 要

在晶体管电路中,除了我们熟悉的电阻、电容、电感这些电路元件外,其主要元件是半导体器件。因此,研究晶体管电路进而学习集成电路,首先就要了解半导体器件的工作原理、特性、参数以及在分析电路时处理它们的方法。

目前已经研制出多种半导体器件,其中最常用和最重要的是二极管、稳压管、双极型晶体管(BJT)、结型场效应管(JFET)和金属-氧化物-半导体场效应管(MOSFET)。这些器件常通称为晶体管。本章引用半导体物理的一些结论,阐明上述这些器件的原理、特性;从非线性电路图解析法入手,着重讨论采用解析法时它们常用的电路模型,然后介绍这些器件的参数。

1.1 半导体物理的基本概念

对晶体管原理和特性的讨论,需要论述器件内部的导电过程,然后给出器件各个电极电压和电流之间的关系,这就要用到半导体物理的知识。半导体物理以量子力学为基础,从固体能带理论来阐明半导体的导电过程和规律,是近代电子学的主要基础之一,对于器件的研制尤为重要。由于本书的主要目的是研究晶体管的应用,因此我们不对半导体物理作详细的论述,只是不加证明地引用半导体物理中的一些结论,并把这些结论看作是基本原理,然后在此基础上开展对晶体管的讨论。读者如需进一步了解这些基本原理,可以参阅有关的专门论著。

1.1.1 什么是半导体

最初,人们发现许多物质的导电性能介于导体和绝缘体之间,其电阻率大约为 $(10^6 \sim 10^{-3}) \Omega \cdot \text{cm}$ 范围内,因而称这类物质为半导体。以后的进一步研究表明,仅从电阻率的大小来区分导体、半导体和绝缘体是不严格的,半导体还具有其他重要特征,例如:

1. 半导体的电阻具有负的温度系数,其导电能力随温度升高而迅速增加。
2. 半导体的导电能力随所含的微量杂质元素而发生显著的变化。例如,在纯净硅中掺入一百万分之一的微量杂质元素,其室温时的电阻率比纯净硅几乎降低一百万倍。
3. 半导体的导电能力随光照(包括辐射)而发生显著变化或者产生光电压。
4. 半导体的导电能力还因电场、磁场的作用而发生变化,等等。

现在用来制造半导体器件的材料有硅(Si)、锗(Ge)、砷化镓(GaAs)、磷化铟(InP)等,以硅的应用为最多。这些材料都是晶体,晶体管的名称就由此而来。在晶体中,原子按一定的规律周期性地重复排列,形成一个个格点,我们称之为晶格。如果晶体中包含有许多小的晶粒,而晶粒间的排列取向又是没有规则的,这样的晶体叫做多晶;若晶体本身是一颗单一的大晶粒,则称之为单晶。

制造晶体管的主要材料是硅和锗的单晶体。为此,我们将针对硅和锗单晶体来叙述半导体物理的基本结论。

1.1.2 半导体的导电机构

1. 半导体中的载流子

(1) 电子和空穴

所谓载流子就是运载电荷的粒子,载流子的定向运动构成了半导体的电流。

半导体有两种载流子:带负电荷 $-q$ 的“自由电子”和带正电荷 $+q$ 的“空穴”。它们都能半导体中自由移动。

电子和空穴通常是由热激发产生的。当晶体温度 T 不是绝对零度 ($0\text{K} = -273.15^\circ\text{C}$) 时,晶体就具有一定的热能,热能会在晶体中激发出电子和空穴。温度越高,热激发也越强。

注意,空穴并不是失去电子后的晶体原子。在固体中原子不能移动,失去电子的晶体原子叫做惯性核心。

根据晶体材料是否纯净或含有杂质元素,电子和空穴的数量可以相同,也可以不等。

(2) 本征半导体

本征半导体就是纯净的半导体。在纯净半导体中,电子和空穴是成对地产生的,因此电子和空穴的数量相等,或者说电子和空穴的浓度(单位体积中的数量)相等。

电子和空穴产生后,将在晶体中作杂乱无定向的热运动,电子和空穴一旦相遇就会复合而消失。载流子从产生到复合之间的平均存在时间称为载流子的寿命。温度一定时,电子和空穴的产生与复合将达到动态平衡,因而纯净半导体中就存在着一定的平衡电子浓度和平衡空穴浓度,我们分别用 n_i 和 p_i 来表示。 n 是 negative 的第一个字母,表示平衡电子浓度; p 是 positive 的第一个字母,表示平衡空穴浓度;下标 i 是 intrinsic 的第一个字母,表示是本征半导体。

温度越高,平衡载流子的浓度也越高。分析表明,本征半导体载流子浓度和温度的关系为

$$n_i = p_i = K_1^{1/2} T^{3/2} e^{\frac{-E_g}{2kT}} \quad (1.1.1)$$

式中:

T 是绝对温度,单位为 K

$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$, 即玻耳兹曼常数

e 是自然对数的底

K_1 和 E_g 是与半导体材料有关的常数。 E_g 是激发出电子-空穴对所需的最小能量,在半导体能带理论中,称为禁带宽度。硅和锗的 E_g 分别为 1.20eV (电子伏) 和 0.78eV 。

式(1.1.1)表明,当温度一定时,纯净半导体中的载流子浓度就由半导体材料本身的特征参数决定,故而纯净半导体也称为本征半导体。

应当注意,式(1.1.1)还表明了半导体的载流子浓度随温度上升而迅速上升,所以半导体的电阻具有负温度系数。图 1-1-1 表示本征型硅和锗中 n_i 与温度的关系。可以算得,在室温 300K ($\approx 27^\circ\text{C}$) 时,本征硅和锗的载流子浓度为

$$\text{硅: } n_i = p_i = 1.48 \times 10^{16} \text{ m}^{-3} \quad (1.1.2a)$$

$$\text{锗: } n_i = p_i = 2.36 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \quad (1.1.2b)$$

硅和锗的常数 K_1 的数量级相同, 可是锗的 E_g 较低, 因此室温时锗的载流子浓度要比硅大一千余倍, 但温度对锗的载流子浓度和导电能力的影响也比硅为大, 这就限制了锗的应用。

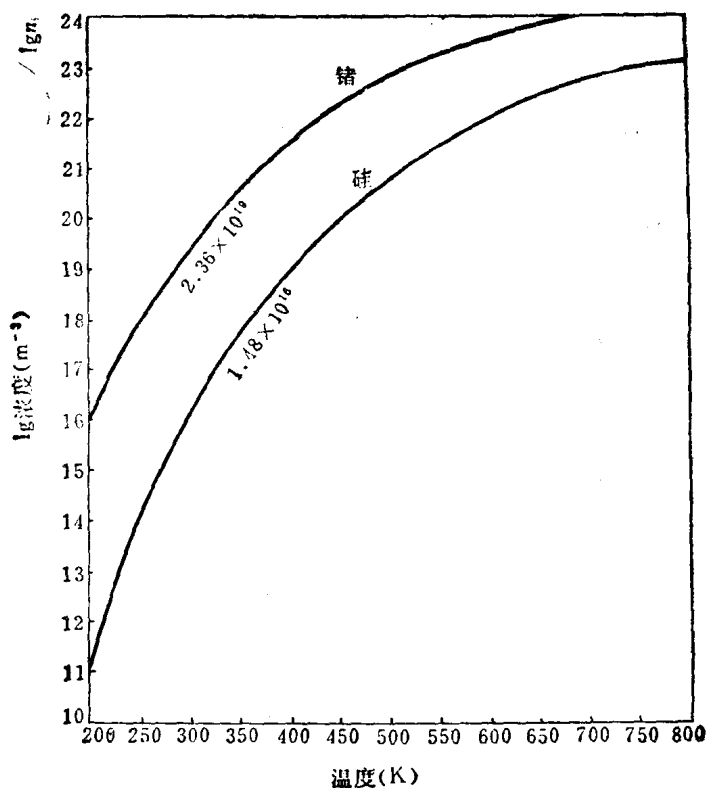


图 1-1-1 n_i 与温度的关系

除了热激发外, 光和辐射线也会在半导体中激发出载流子, 因此半导体具有光敏特性且对辐射敏感, 所以除光电器件外, 通常半导体器件都应对光加以遮蔽, 并注意避免其他射线的照射。

(3) 杂质半导体

如果在纯净的四价元素硅和锗中, 有选择地掺入某种微量杂质元素, 就能极大地提高它们的载流子浓度, 从而大大增强它们的导电能力。

(i) N 型半导体

若我们掺入微量的五价杂质元素, 例如磷或锑, 则一些晶格中的硅或锗原子就被五价杂质元素的原子所取代。这些五价杂质元素原子将会提供额外的自由电子, 结果使这种杂质半导体中的电子浓度将大于空穴浓度, 即有 $n > p$, 故称之为 N 型半导体, 并把电子和空穴分别称为 N 型半导体中的多数载流子 (简称为多子) 和少数载流子 (简称少子), 称五价杂质元素为施主杂质。

(ii) P 型半导体

如果在硅和锗中掺入微量的三价杂质元素, 如硼和铟等, 则三价杂质元素原子就取代了一些晶格中的硅或锗原子, 三价杂质元素原子能够提供额外的空穴, 结果使这种杂质半导体中的空穴浓度大于电子浓度, 也即有 $p > n$, 空穴成为多子, 电子成为少子。因此这种杂质半导体叫做

P 型半导体,三价杂质元素则叫做受主杂质。

当温度在 50K 以上时,无论是 N 型半导体还是 P 型半导体中因掺入杂质而增加的电子浓度或空穴浓度就几乎等于掺入的杂质元素浓度。在硅晶体中,硅原子浓度的数量级为 10^{23} m^{-3} ,若掺入百万分之一的五价杂质元素,则杂质元素原子浓度就是 10^{22} m^{-3} ,这也是在常温下杂质元素提供的载流子浓度数量级。与式(1.1.2a)本征硅的电子浓度 n_i 比较,可见掺有一百万分之一杂质元素的硅,其载流子浓度约为本征硅的一百万倍,所以杂质元素对半导体的导电能力有着巨大的影响。更为重要的是,将 N 型半导体和 P 型半导体结合起来,能够做成具有各种特殊性能的半导体器件,以后我们会看到这一点。

由上所述,如设施主杂质元素的浓度为 N_D^{**} ,受主杂质元素的浓度为 N_A^{**} ,则 N 型半导体中的电子浓度 $n \approx N_D$,P 型半导体中的空穴浓度 $p \approx N_A$ 。分析表明,杂质半导体中两种载流子的浓度虽不相同,但是两者的乘积总等于本征半导体的载流子浓度的乘积,即

$$np = n_i p_i = n_i^2 = K_1 T^3 e^{\frac{-E_g}{kT}} \quad (1.1.3)$$

由上式可以求得 N 型半导体的少数浓度 $p \approx n_i^2 / N_D$,P 型半导体的少数浓度 $n \approx n_i^2 / N_A$,它们

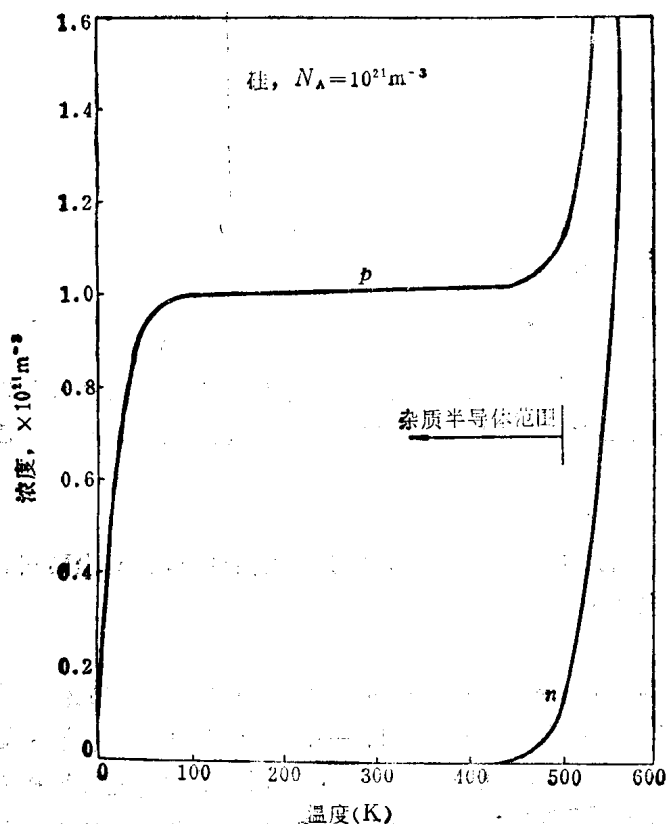


图 1-1-2 杂质半导体载流子浓度与温度的关系

都小于本征半导体的 p_i 和 n_i 。从物理意义上说,这是因为 N 型或 P 型半导体中的多子(电子或空穴)浓度要比本征半导体的高得多,因而少子的复合几率上升,结果导致了平衡时少数浓度的下降。少数浓度虽然远低于多子浓度,但是在许多半导体器件中,少数起着相当重要的作用。

应当注意,在常温下,杂质半导体的多子浓度基本不变,近似等于杂质元素的浓度,但少数浓度却是温度的强函数。随着温度上升,杂质半导体中本征型激发的电子-空穴对将迅速增加。当温度足够高时,本征型激发的电子和空穴浓度便接近甚至大于杂质元素浓度,这时杂质半导体中电子浓度与空穴浓度就接近相等,而转变为本征半导体。

图 1-1-2 表示 P 型硅中多子和少数浓度与温度的关系。可以看到,

当温度上升到约 500K ($\approx 227^\circ\text{C}$) 时,少数(电子)浓度的数量级就开始接近于多子(空穴)浓度的数量级。当温度超过 550K 后,电子和空穴浓度迅速接近,P 型半导体就将转变成本征半导

* 下标 D 是 donor(施主)的字首。

** 下标 A 是 acceptor(受主)的字首。

体。因此杂质半导体的工作温度有一个上限,对于锗来说,由于 E_g 较低,所以其最高工作温度低于硅。

还应指出,因为硅、锗和杂质元素的原子都是电中性的,因此杂质半导体(P型与N型)和本征半导体一样,是电中性的。

2. 载流子的漂移和扩散运动

以上我们介绍了半导体中载流子的类型和数量。当半导体没有受到外加电压等因素的影响时,电子和空穴在半导体内作杂乱无定向的热运动,就不会在任何方向上形成净电流。本节说明这些载流子是如何作定向运动而形成电流的。

(1) 载流子的漂移运动

当半导体上加有外电压时,半导体内部就产生电场。由于电子和空穴分别带有 $-q$ 和 $+q$ 的电荷,所以电子和空穴就在电场的作用下作定向运动,我们称之为漂移运动。如果载流子的漂移速度小于它们的热运动速度,则其漂移速度 v 与电场强度 E 成正比:

$$v = \mu E \quad (1.1.4)$$

式中 μ 称为迁移率,单位为 $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。电子和空穴的迁移率并不相同,如分别以 μ_n 和 μ_p 表示,则有 $\mu_n > \mu_p$,也就是说电子的迁移率大于空穴的迁移率。迁移率还与温度和半导体材料有关,在一般情况下 μ 随温度上升而下降。

根据电学理论,由式(1.1.4)可以求得电子和空穴的漂移电流密度

$$J_n = qn v_n = qn \mu_n E \quad (1.1.5a)$$

$$J_p = qp v_p = qp \mu_p E \quad (1.1.5b)$$

式中 v_n 与 v_p 分别是电子和空穴的漂移速度。两种漂移电流的方向都与电场方向相同,因为电子和空穴的电荷极性相反,在同一电场作用下两者的漂移运动虽然相反,但漂移电流的方向却是一致的,所以总的漂移电流密度

$$J = J_n + J_p \quad (1.1.6)$$

从漂移电流密度表达式不难导出半导体的电导率 σ 和电阻率 ρ 。由于 $J = \sigma E$,故有

$$\sigma = 1/\rho = qn \mu_n + qp \mu_p \quad (1.1.7a)$$

在杂质半导体中,多子和少子的浓度一般相差甚大,可以认为漂移电流就等于多子的漂移电流。这样,对于N型半导体,因为 $n \gg p$,故有

$$\sigma \approx qn \mu_n \quad (1.1.7b)$$

对于P型半导体则有

$$\sigma \approx qp \mu_p \quad (1.1.7c)$$

(2) 载流子的扩散运动

在以上的叙述中,我们只涉及到在热激发作用下产生与复合到达平衡情况下的所谓平衡载流子,现在要来说明半导体中非平衡载流子的性质和效应。

图1-1-3是一块均匀掺杂的N型半导体,如果它的一个侧面受到光的照射时,就会由光激发出电子-空穴对。这种比热激发平衡情况下多出来的载流子就叫做非平衡载流子。

在稳定的光照下,N型半导体受到光照的侧面处将保持有一定浓度的非平衡载流子,因而N型半导体中存在着载流子浓度的差别。由于载流子的热运动,非平衡载流子将从高浓度处向低浓度处扩散,这种定向运动就产生扩散电流,扩散电流的大小与载流子的浓度梯度成正比。于是非平衡载流子的扩散电流密度可写成下列形式:

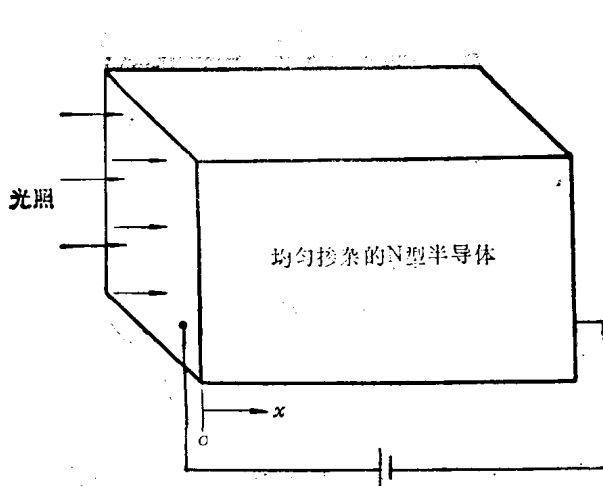


图 1-1-3 光注入非平衡载流子

$$J_n = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (1.1.8a)$$

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (1.1.8b)$$

式中的比例系数 D_n 与 D_p 分别称为电子的扩散系数和空穴的扩散系数，单位为 m^2/s 。还应注意，在扩散方向上载流子浓度梯度为负值。因为空穴带正电，故空穴扩散电流方向与空穴扩散方向相同，但电子则带负电，所以电子扩散电流方向与电子扩散方向相反。

在同一半导体材料中，扩散系数与迁移率之间存在下列关系

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (1.1.9)$$

此式也称为爱因斯坦关系式。

在扩散过程中，非平衡载流子将因复合而逐渐消失，因此非平衡载流子的浓度和复合几率都随扩散距离 x 的增加而下降，而且非平衡载流子浓度并非线性下降。如果在扩散方向上半导体尺寸足够大的话，经过一定扩散距离后，非平衡载流子浓度实际上将下降为零。在这种情况下，非平衡载流子浓度与扩散距离 x 之间成指数衰减关系，即有

$$\Delta p(x) = \Delta p(0) e^{-\frac{x}{L_p}} \quad (1.1.10a)$$

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) e^{-\frac{x}{L_n}} \quad (1.1.10b)$$

式中 L_p 和 L_n 分别叫做空穴的扩散长度和电子的扩散长度，它们就是空穴和电子的平均扩散距离或平均扩散长度。图 1-1-4 表示非平衡空穴浓度及扩散电流与 x 的关系。

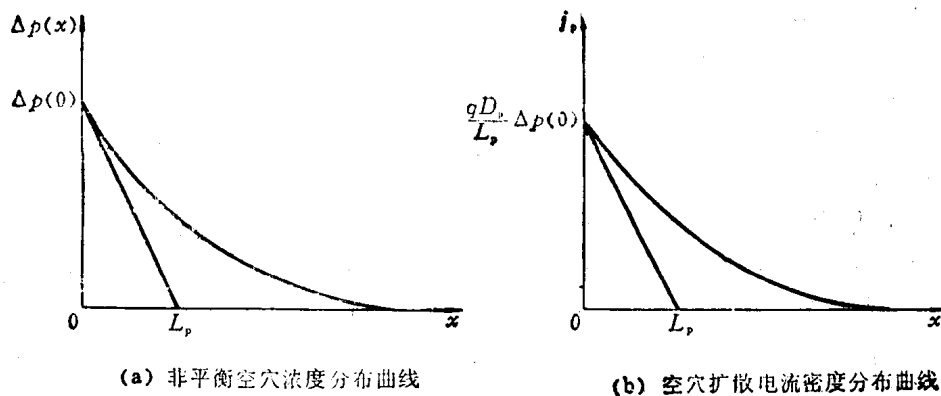


图 1-1-4 均匀掺杂的N型半导体中，非平衡空穴浓度及扩散电流密度与距离的关系

1.1.3 PN 结

虽然 N 型半导体中负性载流子占优势, P 型半导体中正性载流子占优势, 但是由于电中性条件的约束, 单一的 N 型或 P 型半导体的任何部分都不会出现净电荷。如果在一块单晶硅的一侧掺入受主杂质做成 P 型半导体, 另一侧掺入施主杂质做成 N 型半导体, 则在 P 型半导体和 N 型半导体的结合处就会产生一个具有净电荷的区域, 如图 1-1-5 所示。这个区域便称为 PN 结。PN 结是构成多种半导体器件的基础, 所以熟悉 PN 结的形成及其性能对于了解常用半导体器件原理有着十分重要的意义。

1. PN 结的势垒和伏安特性

在 PN 结中, P 型区和 N 型区的交界处存在着空穴和电子的浓度差, 这就引起了 P 区向 N 区的空穴扩散以及 N 区向 P 区的电子扩散。扩散的结果使得结合面附近的 P 区缺少空穴, N 区缺少电子, 从而破坏了这部分区域中 P 区和 N 区的电中性条件, 于是 P 区出现受主杂质原子惯性核心的净空间负电荷, N 区出现施主杂质原子惯性核心的净空间正电荷, 形成一个由空间电荷构成的净电荷区, 并产生一个方向从 N 区指向 P 区的内电场, 如图 1-1-5(c) 所示。此内场又产生两个作用, 一方面阻碍了 P 区和 N 区中多子的扩散*, 另一方面则使因杂乱热运动进入空间电荷区的 P 区少数(电子)和 N 区少数(空穴)各自向对方漂移(注意, 多子扩散电流 I_{Df} 和少子漂移电流 I_{Dr} 两者方向相反)。当 $I_{Df} > I_{Dr}$ 时, 空间电荷区和内电场将继续增大并导致 I_{Df} 下降。结果在 $I_{Df} = I_{Dr}$ 时, 多子扩散数量和反方向漂移的少子数量相等, 通过结的净电荷便等于零, PN 结到达动态平衡状态, 建立起一定宽度的空间电荷层和一定的静

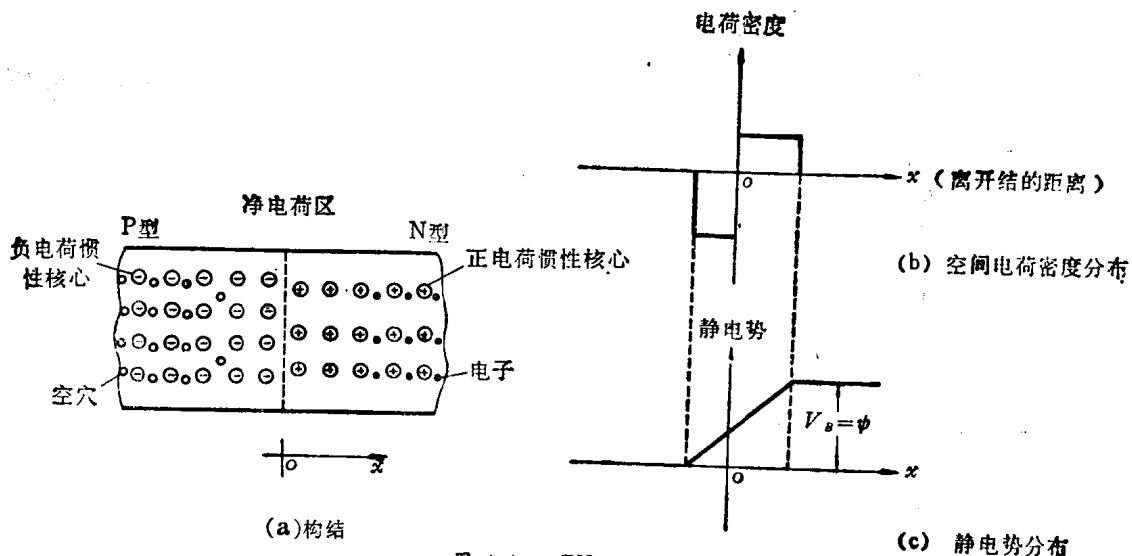


图 1-1-5 PN 结

* 在内电场作用下单位时间内通过单位面积的多子扩散数量为

$$p = p_{p0} e^{\frac{-qV_B}{kT}}$$

$$n = n_{n0} e^{\frac{-qV_B}{kT}}$$

式中: V_B 是内电场的电势, p_{p0} 和 n_{n0} 分别是 P 区和 N 区中的空穴和电子的浓度。

电势 ψ^* 。

空间电荷层的宽度是正电荷区宽度 w_p 和负电荷区宽度 w_n 之和， w_p, w_n 与掺杂元素的浓度有关。因为PN结虽然出现空间电荷层，但整个系统仍是电中性的，所以正空间电荷量必等于负空间电荷量。在均匀掺杂的情况下， w_p 和 w_n 与掺杂元素的浓度成反比，即

$$\frac{w_p}{w_n} = \frac{N_D}{N_A} \quad (1.1.11)$$

在内电场的作用下，空间电荷层中的载流子极少，可以看成几乎耗尽，所以空间电荷层是一个高阻层，也叫做耗尽层。对多子来说，空间电荷层建立的静电势相当于阻挡其扩散的电势壁垒，因此空间电荷层又叫做阻挡层或势垒区。

以上说明的是PN结上没有外加电压时的情况，如果PN结上加有极性为P区正、N区负的正向偏置电压 V_F ，如图1-1-6(a)所示，由于空间电荷层是高阻层，所以外加电压几乎全部加在空间电荷层上，P区和N区上的压降很小。因为外加正向电压 V_F 的极性与结平衡时的静电势 ψ 极性相反，故结的势垒高度 V_B 下降为 $\psi - V_F$ ，空间电荷层的宽度也相应随之减少，于是多子扩散电流 I_{Df} 迅速增大。而反向的少子漂移电流 I_{Dr} 只与P区和N区的平衡少子浓度有关，温度一定时， I_{Dr} 近似不变。结果就有一个远大于 I_{Dr} 的正向电流 $I_F = I_{Df} - I_{Dr}$ 通过PN结。当正向偏置电压 V_F 接近于 ψ 时，势垒高度就非常低，正向电流 I_F 极大，这时电流 I_F 通过P区和N区产生的压降也很大，外加正向电压就不再能看成全部降落在空间电荷层上。

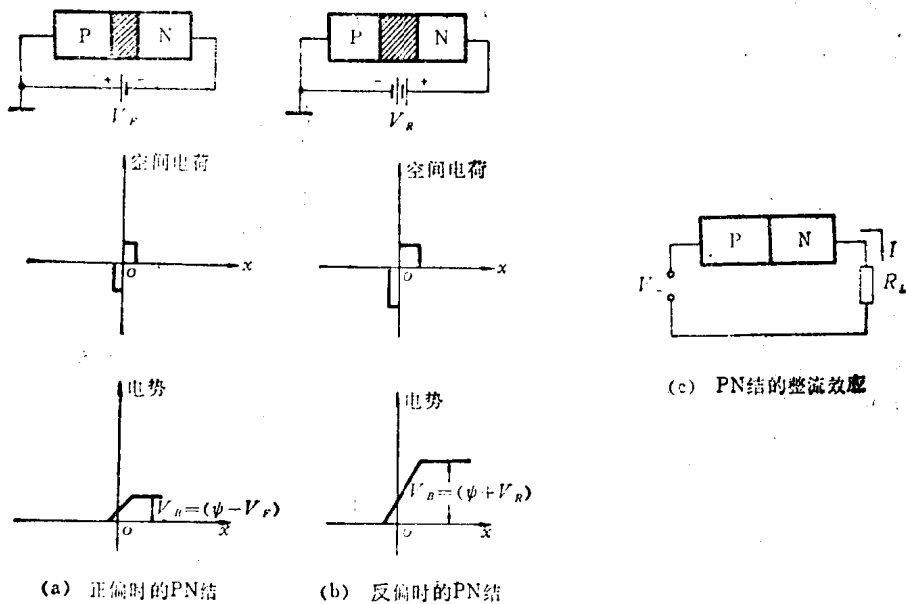


图 1-1-6 加有外电压时PN结空间电荷和势垒的变化

值得注意的是，PN结正向偏置时，由于扩散作用，P区、N区与空间电荷层交界处的电子或空穴浓度就大于平衡少子浓度，这就是用电学方法向P型或N型半导体注入非平衡载流子，这种方法直接导致了晶体管的发明。

如果在PN结上加有极性为P负、N正的反向偏置电压 V_R 时，则结的势垒升高为 $\psi +$

* 在平衡状态时，P区多子扩散量 $p = p_{p0} e^{\frac{-q\psi}{kT}}$ 应等于N区少子漂移量 $p_{n0} q$ ，由此可确定 ψ 。

V_R , 空间电荷层变厚, (见图 1-1-6b), 正向扩散电流 I_{Df} 迅速下降, 结果就有一个反向电流 $I_R = I_{Dr} - I_{Df}$ 通过 PN 结。当反向电压 V_R 大于 $5\frac{kT}{q}$ 时, I_{Df} 就接近于零, 这时反向电流 $I_R \approx I_{Dr}$, 不再随反向电压 V_R 的增加而增加, 呈现饱和状态, 我们用符号 I_s 表示反向电流的饱和值。如前所述, 反向饱和电流 I_s 取决于 P 区和 N 区的少数浓度, 其数值很小, 但是 I_s 是温度的强函数, 随温度上升而急剧增大。

通过 PN 结的电流与 PN 结外加电压的关系叫做 PN 结的伏安特性, 其理论表达式为

$$I = I_s \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) \quad (1.1.12)$$

此式常称为理想 PN 结方程。

式中:
$$I_s = SK_1 T^3 e^{\frac{-E_g}{kT}} \quad (1.1.13)$$

$$V_T = \frac{kT}{q} \quad (1.1.14)$$

I_s 就是 PN 结的反向饱和电流。式(1.1.13)中的 S 是 PN 结的面积。式(1.1.14)中的 V_T 具有电压的量纲, 并与温度 T 成正比, 所以常称为热电压。在室温 300K 时, $V_T \approx 0.026V$ 。

理想 PN 结方程对正、反向偏置都适用, 正向偏置时, 式(1.1.12)中的 V, I 均为正值; 反向偏置时, V 和 I 均为负值。

当 PN 结的正向电压 $+V \gg 5V_T$ 时, (1.1.12)式可简化成

$$I \approx I_s e^{\frac{V}{V_T}} \quad (1.1.15)$$

当反向电压的绝对值 $|-V| \gg 5V_T$ 时, 式(1.1.12)可简化成

$$I \approx -I_s \quad (1.1.16)$$

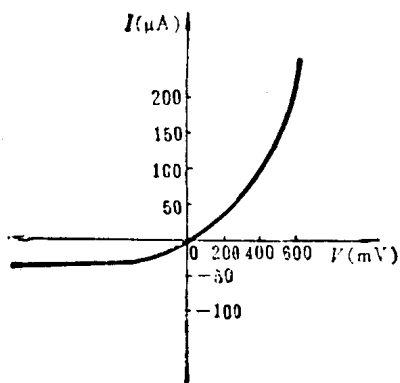
在导出理想 PN 结方程时, 没有计及 P 区和 N 区中的电压降, 以及空间电荷层中载流子的产生与复合和 PN 结表面漏电流等因素。但此方程在一定范围内与实际的 PN 结伏安特性相当吻合。图 1-1-7 中画出了典型的硅和锗 PN 结的实际特性, 这两个结的面积与掺杂情况均相同, 由于锗的禁带宽度 E_g 比硅小, 所以锗 PN 结的反向饱和电流 I_s 比较大, 而正向电流相同时的正向电压则较小。

PN 结的伏安特性表明, 在正向偏置时, PN 结的电流大而电压低, 也就是说正向电阻很小; 反偏时则情况正好相反, 反向电流小而反偏电压大, 反向电阻很大。这种在两个方向上导电能力相差悬殊的特性叫做单向导电性。如果把一个负载电阻与 PN 结串联后接到交流电源上(见图 1-1-6(c)), 因为 PN 结具有单向导电性, 其正向电流将比反向电流大得多, 所以通过负载电阻的电流实际上是一个单方向电流, 从而将交流电转换成直流电。为此 PN 结的单向导电性也叫做 PN 结的整流效应。

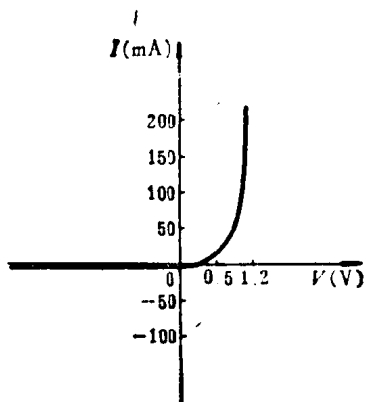
2. PN 结的电容

当 PN 结的外加交流电压频率很高时, PN 结会呈现一定的电容效应, 在正反向电流中都出现一项随频率上升而增大的分量。这一容性电流分量是由 PN 结的势垒电容 C_B 和扩散电容 C_D 引起的。

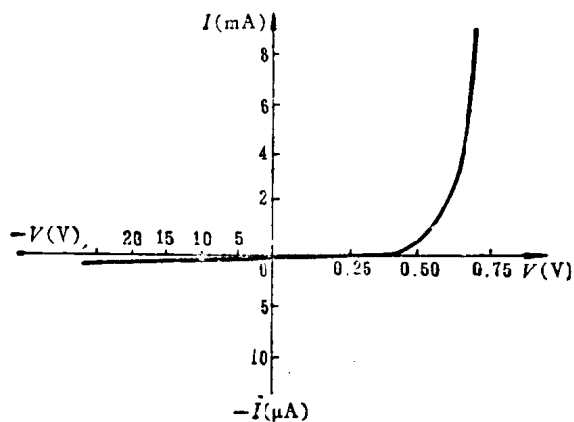
(1) 势垒电容 C_B



(a) 锗PN结的典型伏安特性



(b) 硅PN结的典型伏安特性



(c) 正反向坐标标度不同时的硅PN结伏安特性

图 1-1-7 PN 结的伏安特性

如果我们再度审视图 1-1-6 所示的 PN 结加有外电压时势垒和空间电荷的变化情况，可以看到 PN 结势垒区的宽度和空间电荷量 Q 是随着外加电压 V 的变化而变化的，这就相当于存在一个势垒电容 C_B ，即

$$C_B = \left| \frac{dQ}{dV} \right| \quad (1.1.17)$$

根据分布电荷的泊松方程 $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{4\pi\rho(x)}{\epsilon}$ (式中 ρ 是空间电荷的密度，即 N_A 或 N_D ， ϵ 是介电系数) 和结的边界条件，可以求出势垒高度 $(\psi - V)$ 与空间电荷量 Q 的关系，然后由式 (1.1.17) 便可求得 C_B 。当 PN 结的 P 区和 N 区都是均匀掺杂时，可以导得

$$C_B \propto S(\psi - V)^{-1/2} \quad (1.1.18)$$

式中： S 是 PN 结的面积； V 是外加电压中的直流分量，常称为直流偏置电压。

应当注意，式 (1.1.18) 表明 C_B 是一个非线性电容，也就是说，外加电压在直流偏置值附近作小幅度变化时 C_B 才是一个常数，而且其值与直流偏置电压有关，随正向直流偏置电压的增大而增大，随反向直流偏置电压的增大而减小。应当指出，按物理概念来说，势垒电容的非线性

是空间电荷分布性质的一种表现,在此不能引用集中电荷的观念。

(2) 扩散电容 C_D

当PN结在正向偏置时,由于非平衡少子的注入效应,在少子的扩散过程中P区和N区中都存在着一个非平衡少子的扩散区,扩散区内积累有一定的少数电荷量,并随PN结外加电压的变化而变化(参见图1-1-8),其结果等效于存在一个扩散电容 C_D , 即有

$$C_D = \left| \frac{dQ}{dV} \right|$$

式中: Q 是扩散区内非平衡载流子的电荷量。

在均匀掺杂时,可以证明

$$C_D \propto Se \frac{V}{V_T} \quad (1.1.19)$$

式中: V 是结的直流偏置电压, V_T 是与温度有关的热电压。显然 C_D 也是一个非线性电容,随正向偏置电压增大而增大,在反向偏置时 C_D 很小,可认为接近于零。

结电容的非线性特性可加以利用,例如把PN结当作一个电压控制的可变电容。应当注意,从电路效应上看,势垒电容 C_B 和扩散电容 C_D 都是和PN结并联的,因此在作为压控可变电容时,PN结应工作于反向偏置,以避免PN结正向低电阻的严重旁路效应。

3. PN结的击穿

在一般情况下,PN结的反向电流很小,但是当反向电压增加到一定数值时,反向电流便会迅速增加(如图1-1-9所示),从而破坏了PN结的单向导电性,这种现象叫做击穿。发生击穿时,PN结上的反向电压和反向电流都很大,因而PN结的耗散功率就相当大,如果不对反向击穿电流加以限制,就会使PN结因温度过高而烧毁,所以对PN结的一般应用来说,反向击穿是一个约束因素。

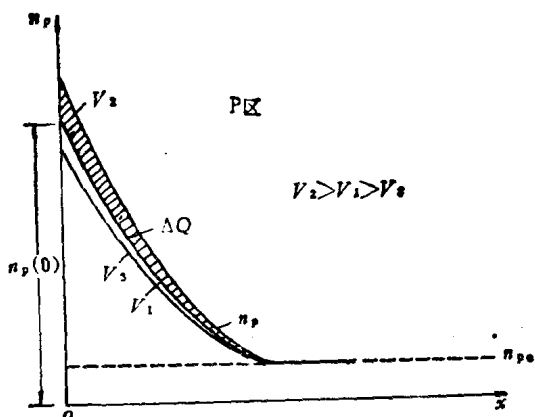


图 1-1-8 正向电压变化时, P 区中非平衡少数浓度的变化

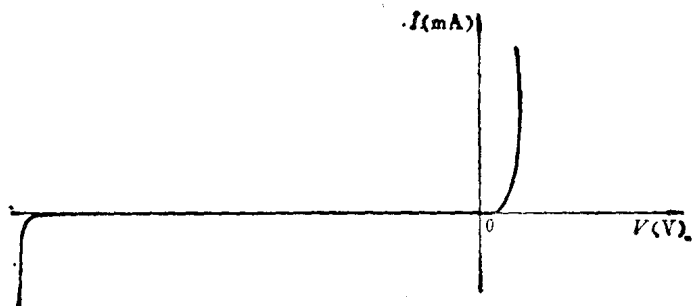


图 1-1-3 包含反向击穿区的PN结伏安特性

PN结的击穿有下列两种不同的机理。

(1) 雪崩击穿

当反向电压足够大时,进入势垒区的载流子就在内电场作用下加速而获得很大的动能,与晶格碰撞时将会激发出电子-空穴对,载流子的动能越大,激发的能力也越强。通过碰撞激发所产生的电子-空穴对,在势垒区内电场的作用下又作加速运动,并再度激发出新的电子-空穴对,这种现象叫做载流子的倍增效应。当反向电压增大到一定数值时,载流子的倍增效应变得非常显著,反向电流便急剧增大,产生雪崩击穿。因为载流子与晶格碰撞的几率随势垒区厚度增加而增大,所以雪崩击穿多发生在势垒区较厚、掺杂较少的PN结中。

(2) 齐纳(Zener)击穿

当势垒区内电场很强时,此强电场将在势垒区晶体中直接激发出电子-空穴对。由于这种作用使反向电流迅速增大而出现的击穿叫做齐纳击穿。为了获得强电场,除了反向电压必须足够高外,势垒区的厚度也必须小,所以齐纳击穿常常发生在掺杂很浓的PN结中。

PN结击穿时,如果采取一定的限制击穿电流的措施,使PN结温度不过高的话,PN结的击穿就是可逆的,也就是说,当PN结的反向电压降低后,PN结能够恢复击穿前的性能。

1.1.4 金属和半导体的接触

和金属中的电子一样,半导体中的载流子基本上被约束在半导体内部,只有动能超过一定数值(即逸出功)的载流子才能逸出半导体。

如果把N型半导体和某个逸出功更大的金属相接触,在这种情况下虽然金属中的电子浓度远大于N型半导体,但不能进入N型半导体。相反,由于N型半导体的逸出功较小,其电子却能够进入金属。结果,金属将带负电,而N型半导体将带正电,在交界处的N型半导体内部产生一个由带正电荷的施主杂质元素惯性核心形成的空间电荷层和一定高度的势垒,其电场方向为从N型半导体指向金属。很明显,这个空间电荷层是一个高阻层,并且势垒高度将随外加电压变化而变化。因此,这种金属和半导体接触的伏安特性与PN结相似,也具有单向导电性。要注意的是,由于金属的电子浓度很高,多余的电子都集中在金属表面,故空间电荷层实际上只存在于半导体中。

同样,如果将P型半导体和逸出功比它小的金属相接触,则由于逸出功的差异,金属中的电子便进入P型半导体,在交界处的P型半导体内形成负电荷的空间电荷高阻层。

能够形成高阻层的金属-半导体接触,常常用来做成具有单向导电性的二极管。矿石检波器就是利用这一现象制成的最早的半导体器件。

在实际的半导体器件中,P型半导体及N型半导体都要通过与金属的接触来引出外电极,以供外电路连接之用。这时,金属-半导体接触所形成的高阻层的整流效应,就变成一个不希望有的问题,需要制作不呈现单向导电性的欧姆接触。从原则上说,只要选用逸出功小于N型半导体的金属与N型半导体相接触,或者选用逸出功比P型半导体大的金属与P型半导体相接触,那末这类金属-半导体接触处,就不是形成高阻层,相反却形成低阻层,其电阻远小于N型或P型半导体的电阻,外加电压几乎全部降落在半导体电阻上。换句话说,外加电压对低阻层势垒的影响极小,因此这类金属-半导体接触,实际上不会呈现单向导电性,从而实现所需要的欧姆接触。形成欧姆接触还有其它方法,读者如需了解可参阅有关文献。